

УСИЛЕНИЕ МНОГОФОНОННОГО РЕЗОНАНСНОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА (МРКРС) В КВАЗИДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ

Л.И.Коровин, С.Т.Павлов, Б.Э.Эшпулатов

Предсказывается многократное усиление (в α^{-1} раз, α – безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия, $\alpha \ll 1$) МРКРС в квазидвумерных электронных системах (квантовых ямах, инверсионных слоях) по сравнению с объемным полупроводником. Порог усиления смещен от четырехфононного рассеяния (в объеме) к трехфононному – в двумерном случае.

1. Эффект МРКРС в объемном полярном полупроводнике изучен экспериментально и теоретически (см. ^{1,2} и цитированную там литературу). При облучении полупроводника светом с частотой ω_l , лежащей в области собственного поглощения, наблюдается серия линий вторичного излучения (фононных повторений) с частотами $\omega_s = \omega_l - N\omega_{LO}$, где ω_{LO} – частота LO -фонона, N – целое число порядка 10 и более. Вклад в сечение МРКРС от свободных электронно-дырочных пар (ЭДП) при $N \geq 4$ пропорционален α^3 .

2. На основе результатов ³ нами вычислено сечение МРКРС в квазидвумерном случае, имеющее структуру

$$\sigma = \sum_{\beta, \beta', \gamma, \gamma'} G_{\beta\beta'} S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} f_{\gamma\gamma'} \quad (1)$$

и определяемое тензором рассеяния света четвертого ранга

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = \frac{S_0}{2\pi\omega_l^2\omega_s^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i(\omega_l - \omega_s)t} \langle \sigma_{\beta'\gamma'}^+(t) \sigma_{\beta\gamma}(0) \rangle, \quad (2)$$

$$\sigma_{\beta\gamma}(t) = - \frac{i}{\hbar S_0} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega\tau} \langle I_{\beta}(t) I_{\gamma}(t - \tau) \rangle, \quad (3)$$

$$\mathbf{I} = \int dx dy \int_0^d dz \mathbf{j}(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Здесь $G_{\beta\beta'}$ и $f_{\gamma\gamma'}$ – тензоры второго ранга, связанные с геометрией задачи, суммирование проводится по проекциям x, y, z ; $\langle \dots \rangle$ – усреднение по основному состоянию, S_0 – нормировочная площадь, $\mathbf{I}(t)$ – оператор тока в гейзенберговском представлении. В (4) интегрирование производится по объему двумерного слоя толщины d . Пространственной дисперсией света пренебрегалось.

Расчет проводился для квантовой ямы в приближении эффективной массы и параболического закона дисперсии электронов и дырок с использованием диаграммной техники ⁴. Тензор рассеяния света представляется в виде суммы по номеру N фононного повторения, для $N \geq 3$

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}^{(N)} = J_{\gamma} J_{\beta'}^* J_{\beta}^* J_{\gamma'} \frac{3^N \alpha^N \delta(\omega_l - \omega_s - N\omega_{LO})}{2\pi N^2 l^2 \omega_l^2 \omega_s^2 (\hbar\omega_{LO})^2} R_{oN} \quad (5)$$

$$R_{oN} = \int_0^{\infty} dy y Z_{oN}(y) \prod_{\nu=1}^{N-1} I_{\nu}(y), \quad I = \left(\frac{\hbar}{2m_e \omega_{LO}} \right)^{1/2}, \quad \mathbf{J} = \frac{e}{m_0} \mathbf{p}_{cv}; \quad (6)$$

$$I_{\nu}(y) = (4\pi\omega_{LO}^2 l^2 / S_0) \sum_{\mathbf{k}_{\nu}} G_e(\mathbf{k}_{\nu}, \omega_{\nu}) G_e^*(\mathbf{k}_{\nu} + \mathbf{p}, \omega_{\nu}); \quad (7)$$

$$Z_{0N}(y) = (4\pi\omega_L^2 O^2 / S_0)(\omega_0 - \omega_N)^2 \sum_{\mathbf{k}_\nu} G_e(\mathbf{k}_0, \omega_0) G_e(\mathbf{k}_0, \omega_N) G_e^*(\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}, \omega_0) G_e^*(\mathbf{k}_0 + \mathbf{p}, \omega_N); \quad (8)$$

$$G_e(\mathbf{k}, \omega) = [\omega - n^2 \omega_{0e} - \omega_e(\mathbf{k}) + i\gamma_n/2]^{-1}, \quad (9)$$

$$y = lp, \quad \omega_\nu = \omega_l - \omega_g - \nu\omega_{LO}, \quad \nu = 1, 2, \dots, N.$$

Здесь p_{cv} – межзонный матричный элемент импульса, m_0 – масса свободного электрона, $\hbar\omega_{0e} = \pi^2 \hbar^2 / 2m_c d^2$ – энергия размерного квантования, n – номер двумерной зоны; $\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_\nu$ – двумерные волновые векторы, $\hbar\omega_g$ – ширина запрещенной зоны. Обратное время жизни электрона γ_n в зоне n определяется электрон-фононным взаимодействием $\gamma_n = C_n \alpha \omega_{LO}$, $C_n \approx 1$. Анализ выражений (6) – (8) показывает, что $I_1(y)$ и $Z_{0N}(y)$ дают нерезонансный вклад в R_{0N} , в то время как все остальные $I_\nu(y)$ ($\nu = 2, \dots, N-1$) являются резонансными и дают множитель $\gamma_n^{-1} \sim \alpha^{-1}$. Поэтому увеличение степени α в числителе (5) при переходе от N -го к $N+1$ фоновому повторению компенсируется появлением резонансного знаменателя. Таким образом, $S_{\beta\gamma}^{(N \geq 3)} \sim \alpha^2$, что отличается в α^{-1} раз от объемного случая при $N \geq 4$, т.е. теория предсказывает многократное усиление интенсивности пиков фоновых повторений там, где $\alpha \ll 1$ (в GaAs, например $\alpha \approx 0,02$).

3. Полученный результат можно объяснить качественно аналогично тому, как это было сделано при построении МРКРС в объемном случае ^{1,2}. В процессах вторичного излучения света линейных по интенсивности возбуждающего света, существует пространственная корреляция между электронами и дырками, рожденными светом в одной точке. ЭДП сохраняет в пространстве конечный объем от момента ее образования до момента аннигиляции с испусканием фотона вторичного излучения. Вероятность вторичного излучения обратно пропорциональна этому объему, который, в свою очередь, $V_{\text{ЭДП}} \sim l_\Phi^3 \sim \alpha^{-3}$, где l_Φ – длина свободного пробега электрона (дырки), определяемая электрон-фононным взаимодействием.

В двумерной электронной системе роль объема играет площадь $S_{\text{ЭДП}} \sim l_\Phi^2 \sim \alpha^{-2}$ (“двумерный” объем). Соответственно и вероятность вторичного излучения оказывается пропорциональной α^2 , а не α^3 . Соответственно понижается с 4-х до 3-х номер фоновых повторений, начиная с которого устанавливается зависимость α^2 .

4. Отметим также родственность обсуждаемого эффекта с предсказанным ранее ⁴ эффектом усиления МРКРС в α^2 раз в сильном магнитном поле \mathbf{H} . Включением \mathbf{H} в ⁴ достигалось понижение размерности вторично излучающей системы. В таком случае объем ЭДП определяется электрон-фононным взаимодействием только в одном направлении – вдоль магнитного поля. Соответственно вероятность вторичного излучения становится пропорциональной α , вместо α^3 в отсутствие магнитного поля.

Недавно эффект усиления МРКРС в магнитном поле наблюдался в GaAs (9 фоновых повторений) и в InP (4 фоновых повторения) ⁵.

Еще ранее в ⁶ наблюдалось возгорание пиков экситонной люминесценции при включении сильного магнитного поля. Физическая природа этого эффекта также связана с изменением характера пространственной корреляции электрона и дырки при квазиодномеризации пространства, в котором действует электрон-фононная связь ⁴.

Литература

1. Гольцев А.В. и др. ФТТ, 1980, 22, 2766.
2. Goltsaev A.V. et al. J. Phys. C, 1983, 16, 4221.
3. Коровин Л.И. и др. ФТТ, 1988, 30, 3665; Препринт ФТИ № 1400, 1989, с. 50.
4. Белицкий В.И. и др. ФТТ, 1983, 25, 1224; ЖЭТФ, 1984, 86, 272.
5. Ruf T., Cardona M. Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 2268.
6. Сейсян Р.П., Юлдашев Ш.У. ФТТ, 1988, 30, 12.